

- 291834

成都工学院图书馆
基本馆藏

活塞式发动机燃料汽化度 及其研究方法

A·C·伊里索夫著

王汝霖译



中国工业出版社

本书詳尽地闡明了航空燃料、汽車燃料、柴油机燃料的汽化理論，即这些液体燃料在使用时其細滴在空气中汽化的动力學理論，它与空气形成混合气的詳細过程，以及在怎样的条件下混合气才能达到最理想的程度，从而使发动机功率最大，用油最省。

本书供从事航空、汽車、拖拉机及其他內燃机等燃料生产使用方面的工程技術人員、科学工作者及发动机設計人員参考。

А.С.Ирисов

ИСПАРЯЕМОСТЬ ТОПЛИВ ДЛЯ
ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ И МЕТОДЫ
ЕЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ГОСТОТЕХИЗДАТ МОСКВА 1955

* * *

活塞式发动机燃料汽化度
及其研究方法

王 汝 霖 譯

*

石油工业部編輯室編輯（北京北郊六號石油工業部）

中国工业出版社出版（北京德勝門外大街40號）

（北京市書刊出版事業許可証出字第110号）

中国工业出版社第三印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·各地新华书店經售

*

开本 $787 \times 1092 \frac{1}{32}$ · 印张 11 · 字数 270,000

1962年3月北京第一版·1962年3月北京第一次印刷

印数 3001—3,320 · 定价 (11—9) 1.90 元

*

統一書号：15165·1477（石油—98）

緒 言

液体燃料主要是作为內燃机的燃料；然而在燃燒室中着火并燃燒的則是燃料蒸汽-空气的混合气。因此，不仅要求向發动机內供入所需数量的燃料，并且还要將它自液体状态变为蒸汽(汽化)，而后者再与燃燒所需的空气量相混合。燃料的汽化是內燃机中主要的及最重要的过程之一，而燃料的汽化度，則是燃料的主要参数之一。

同时，燃料在發动机中的汽化是一个非常复杂的物理过程。燃料在發动机中的汽化是在極短的时间內——自千分之几秒到百分之几秒——进行的，因此，为了提高汽化强度，人們就采用了將所供液体燃料噴散成为極多細滴(直徑在 10^{-3} /厘米以下)的方法。

在直接噴射式發动机中，用安裝在汽缸中或燃燒室本身中或預燃室中的噴油咀来进行这种噴散。在汽化器式發动机中，燃料則是在进气管內被噴散于吸气气流中。無論在哪一种情况，我們都会遇到运动于空气介質中的細滴流的复杂而不稳定的汽化情况。

汽化器式發动机中，燃料的汽化过程更由于下述情况而形复杂。由于汽化过程而形成的油滴的絕大部分，自喉管中沿着出口噴出后，就落附于进气管壁上而形成較空气流流动得慢得多的液体燃料膜；而在这燃料膜的表面上，同样也进行着汽化。因此，汽化器式發动机中，工作混合气乃是由于一定数量的空气及燃料的供給、燃料的噴散、和由于从所形成的細滴及燃料膜表面上的汽化，以及蒸汽分子借助于分子的扩散作用及气流中的对流作用散佈于空間而形成。

在压燃式发动机中，燃料的汽化过程所以复杂，是由于在已經供入的一批燃料的燃燒过程中繼續汽化。

最后，发动机燃料的汽化所以复杂，还因为我們所用的燃料并不是簡單的純态物質，而是非常复杂的多元液体。在物理学中已經很完善地研究出了單元液体的汽化規律，也充分地研究了二元液体的汽化，但是，研究多元液体的汽化和确定出精确的規律，則是非常困难和复杂的。

同时，熟悉燃料在发动机中的汽化規律，能够使我們正确地判断发动机用該种燃料时的工作情况。詳尽地研究各种燃料及其混合气在各种条件下的汽化度，無疑將會使我們能更有依据地选择燃料供发动机使用，并且能够創造新型的、更完善的发动机構造，尤其是它們的供油系統。

無論是发动机工作者或是燃料工作者，国内的或国外的，都認為甚至往往強調，在发动机燃料的种种性質中，汽化能力具有無比的重要性。然而对这一汽化能力的称法——揮發性——本身，却显示出对于这一問題的庸俗而單純的看法，这尤其是美国研究工作者的特点。

在汽車发动机的發展初期，燃料的“揮發性”只是單純地根据它的細滴从濾紙上或甚至从手上汽化的快慢来評定。随后，汽油的汽化度开始根据它的密度来評定。較輕的汽油被認為較易揮發。但是，从不同产地的石油中制取出的汽油以及随后芳構化燃料的应用，却显示出了这种評定方法是不适用的，因为許多燃料根据其汽化度排列的次序常常与按照其密度而排列的次序相反。

随后一个阶段是根据餾份組成来評定发动机燃料的汽化度特性。确实，燃料的餾份組成愈輕，它就汽化得愈快愈完全。这样評定燃料汽化度的方法得到了最广泛的推广，并且到目前为止，在各国及各种发动机燃料的标准中，仍然是一个主要的方法。

在能反应实用发动机混合气形成及汽化条件的特制设备上，

更完善地評定發動機燃料汽化度，這已在蘇聯得到了發展。這種設備之一及在它上面所得出的結果，已記述于1937年出版的、我們所著的“發動機燃料的汽化度”一書中。在同書中，我們還簡略敘述了汽化理論及關於發動機燃料汽化問題之實驗工作。

從那時開始，無論是在解決汽化問題及將其應用於運動空氣介質中細滴的汽化方面，或是在研究燃料在內燃機中的汽化度方面，都做了很多新的工作。從事這方面工作的主要人是蘇聯的學者Л. С. 列依賓松院士、Д. Н. 維盧博夫教授、А. В. 留柯夫教授等。汽化理論的進一步發展，是與顧及到物質及熱量轉移的分子運動過程和對流運動過程間相互作用，並顧及到在已汽化物質與周圍介質間之熱交換（特別是在境界層內）的流體動力學及傳熱學的發展相聯系的。

在研究燃料直接噴注到發動機汽缸時的汽化問題上，尤其是在壓燃式發動機中的汽化問題上，Д. Н. 維盧博夫教授及其學派有着很大的成就。其後，我們的汽化燃料的汽化研究工作，依日在繼續進行，我們的一系列的結論得到了更進一步的發展，並且直接在發動機上得到証實。最後，曾得到了一系列的汽化過程重要參數的實驗數據，如近代發動機燃料及其組份的飽和蒸汽壓力和蒸汽擴散系數的實驗數據。

在本書中，我們尽力綜合了能够說明關於活塞式發動機燃料汽化度問題目前情況的資料。

本書第六章“高速壓燃式發動機中燃料的汽化度”，系由Д. Н. 維盧博夫同我审阅的，由技術科學碩士О. Б. 李奧諾夫副教授編寫的，他並參加了第一章的編寫工作。

我应当向Д. Н. 維盧博夫教授致以深切的謝意，他审阅了本書原稿並提出很多有價值的指示和意見。

著 者

目 录

前言	3
第一章 汽化及汽化规律	1
§ 1 汽化动力理论	1
§ 2 封闭容器中的汽化	9
§ 3 汽化及蒸汽的扩散	12
§ 4 细滴的汽化	18
§ 5 空气流中的汽化	34
§ 6 汽化理论的近代发展	37
§ 7 细滴的等温汽化过程	48
§ 8 复杂液体的汽化。沸腾曲线及冷凝曲线	59
§ 9 双液混合液的饱和蒸汽压力	63
§ 10 具沸腾温度极限点的混合液。 低沸点混合液	70
第二章 复杂液体的汽化热	81
§ 11 双液混合液的汽化热	81
§ 12 双液混合液汽化热的实验法测定	85
§ 13 多元混合液的汽化热	92
第三章 饱和蒸汽压力及汽化	97
§ 14 关于发动机燃料饱和蒸汽压力的意义	97
§ 15 求定饱和蒸汽压力的方法	100
§ 16 测定发动机燃料饱和蒸汽压力的工业法	106
§ 17 测定发动机燃料及多元液体饱和蒸汽压力的研究法	111
§ 18 单元液体的饱和蒸汽压力	119
§ 19 多元液体及发动机燃料饱和蒸汽压力的实验研究工作	126
§ 20 发动机燃料中的蒸汽-空气气泡及其对发动机中 燃料-空气混合气贫化的影响	143
§ 21 汽油系统中燃料的状态方程式	149
§ 22 汽油系统的泵送度与燃料汽相液相容积比之间的关系	154

§ 23	燃料在汽油系统中的馏出量	156
第四章	汽化动力学及蒸汽扩散系数	159
§ 24	求定蒸汽扩散系数的动力学方法	160
§ 25	用开口容器中稳定汽化过程法测定蒸汽扩散系数	165
§ 26	用经过多孔隔膜扩散的方法测定蒸汽扩散系数	171
§ 27	在封闭容器中根据汽化的动力学来测定蒸汽扩散系数的方法	174
§ 28	单体烃及其混合液的汽化动力学和蒸汽扩散系数	180
§ 29	航空汽油及其他发动机燃料的汽化动力学和蒸汽扩散系数	191
第五章	点燃式活塞发动机中燃料的汽化度	196
§ 30	内燃机中的混合气形成过程	196
§ 31	研究汽化器式发动机中汽化度用的实验设备	203
§ 32	汽化器式发动机进气管中油膜上的汽化	206
§ 33	燃料在汽化器式发动机中汽化时的分馏	215
§ 34	汽化器式发动机的进气管中汽化的温度条件及工作混合气的温度	223
§ 35	汽化管的直径、长度及弯头对燃料汽化度的影响	235
§ 36	汽化器燃料动汽化度的速率特性曲线及温度特性曲线	241
§ 37	动汽化度及汽化器式发动机的发动机指标	251
§ 38	燃料的馏份组成对其汽化度及对汽化器式发动机工作的影响	260
§ 39	煤油的动汽化度	287
§ 40	直接喷注点燃式活塞发动机中燃料的汽化度	297
第六章	高速压燃式发动机中燃料的汽化度	304
§ 41	压燃式发动机中的混合气形成过程	304
§ 42	研究柴油机燃料汽化度用的实验室装置	314
§ 43	柴油机燃料汽化时的空气湿度效应	324
§ 44	燃料的汽化度指标及空气湿度差对于高速压燃式发动机工作的影响	331
参考文献		341

第一章 汽化及汽化規律

§ 1. 汽化动力理論

各种有自由表面的液体都会汽化。位于液体表面層中的液体分子，由于热运动，就克服了相鄰分子的拉力而离开液体的表面逸入周圍的空間，变成自由蒸汽分子(气体)。

只有在某一瞬間具有一定速度的分子，而且这速度的法向分量(相对于液体表面)大到能使这些分子克服其余液体分子的拉力时，才能逃离液体的表面。

假定分子逃离表面層的功为 ϵ ，那么，显然只有这些分子能够逃离(汽化)，对于它們

$$\frac{mu_x^2}{2} \geq \epsilon, \quad (1.1)$$

式中 m ——分子的質量；

u_x ——分子速度对于液体自由表面的法向分量(X 軸垂直于这一表面)。

整个的汽化过程可以分成为三部分：1) 分子从液体中逸出；2) 逸出的分子在周围气体介質中散佈(扩散)；3) 一部分逸出分子，撞到液体表面，又被液体吸回(冷凝)。

当液体的上面为真空时，逸出分子的自由行程就达到容器的尺寸，容器限制了气体的空間，如果气体的空間不受限制，則分子的自由行程实际上將为無穷大。

因此，在后面一种情况，逸出的分子將不会被液体吸回。显然，在这种情况下(在真空中)，汽化將以最大的速率进行。

这样汽化的情况，我們称之为自由汽化。

自由汽化(液体的表面層放射分子)的規律完全相似于电子从加热的金屬表面上放射的規律。在这兩種情況下，逸出的質点当离开表面層时，需要克服內力的作用并完成很小的功。

B. 舒列依金院士[107]曾經应用过物質的动力理論計算汽化的速率。把分子运动速度的分佈当做是馬克斯威尔式的分佈，而汽化功則被假設等于汽化潛热(这只是在蒸汽分子和液体分子的动能相等的条件下方能成立)。

表面層 1 厘米³容积中具有那种速度的分子，即速度垂直于表面的分量介于 u_x 及 $u_x + du_x$ 之間，其数量等于

$$\frac{N}{\gamma' \mu} \left(\frac{m}{2\pi KT} \right)^{1/2} e^{-\frac{mu_x^2}{2KT}} u_x du_x, \quad (1.2)$$

式中 $N = 6.06 \times 10^{23}$ ——1 摩尔中的分子数；

μ ——分子量；

γ' ——液体的比容；

T ——絕對溫度；

K ——波尔茲曼常数。

在單位時間(1 秒)內，从單位表面積(1 厘米²)上所逸出的分子数为

$$\begin{aligned} n_0 &= \frac{N}{\gamma' \mu} \left(\frac{m}{2\pi KT} \right)^{1/2} \int_{\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}}}^{\infty} e^{-\frac{mu_x^2}{2KT}} u_x du_x \\ &= \frac{N}{\gamma' \mu} \left(\frac{KT}{2\pi m} \right)^{1/2} e^{-\frac{\varepsilon}{KT}}, \end{aligned} \quad (1.3)$$

式中 ε ——从液体表面上取出一个分子的功。

假定 l_v ——1 摩尔液体的汽化潛热，則在方程式(1.3)中將分

子数转换成摩尔数后, 即得

$$n_0 = \frac{N}{\gamma' \mu} \left(\frac{RT}{2\pi\mu} \right)^{1/2} e^{-\frac{l_i}{RT}} \quad (1.4)$$

从公式(1.4)中可以很方便地求得汽化速率的数值($w = \frac{\Delta M}{S\tau}$, 式中 ΔM ——在时间 τ 内, 从表面积 S 上汽化的液体量);

$$w_0 = \gamma_{\text{ж}} e^{-\frac{l_i}{RT}} \left(\frac{RT}{2\pi\mu} \right)^{1/2}, \quad (1.5)$$

式中 $\gamma_{\text{ж}}$ ——液体的密度;

R ——折算至 1 摩尔的气体常数。

然而公式(1.5)只是近似公式。

在进一步推展自己的理论中, B. 舒列依金[108]考虑到了柏拉纳也夫[2及3]关于在作汽化速率公式的结论时, 必需对分子的“本身容积”进行修正的意见, 亦即以自由容积($v-a$)代替摩尔容积 $v = \gamma' \mu$, 式中 b ——凡-德-瓦尔容积常数。因此, B. B. 舒列依金在公式(1.4)中列入了修正系数 $\frac{1}{\eta}$:

$$\eta = 1 - \frac{b}{v} \quad (1.6)$$

在进行了上述修正后, 公式(1.4)及(1.5)即成为下列形式:

$$n_0 = \frac{N}{\gamma' \mu \eta} \left(\frac{RT}{2\pi\mu} \right)^{1/2} e^{-\frac{l_i}{RT}}, \quad (1.7)$$

$$w_0 = \frac{N}{\gamma' \mu \eta} \left(\frac{RT}{2\pi\mu} \right)^{1/2} e^{-\frac{l_i}{RT}} = \frac{N}{v-b} e^{-\frac{l_i}{RT}} \left(\frac{RT}{2\pi\mu} \right)^{1/2} \quad (1.8)$$

从物理学中很清楚地知道, 常数 $b = \frac{v_{\text{кр}}}{3}$, 式中 $v_{\text{кр}}$ ——临

界容积。丙醇 $v_{kp}=220$ 厘米³。將这一 v_{kp} 数值代入公式(1.7)后, 对于丙醇, 即得 $w_0=0.257$ 克/厘米²秒。这已不与斯克里雅連科及柏拉納也夫的試驗数据相矛盾。

需要指出, 公式(1.8)总的說来, 与实验数据極其符合, 虽然, 当作它的結論时所采用的液体結構模型只是極其粗略近似的, 特别是考虑到根据近代的观点, 液体結構并不近似于气体而是近似于固体。

假使認為液体的結構更近似于固体的結構, 則当計算液体的汽化速率时, 应该根据分子振动的振幅及頻率的計算及它們逃离自由表面时的能量計算出發。对于分子在固定的平衡中心(晶体柵格的节点)附近振动的固体的类似計算, 就比計算沒有这种固定不动的分子振动平衡中心的液体来得容易。例如, 不难求出[9], 在1秒鐘內, 从異向同性晶体的表面积1厘米²上逃离的分子(原子)数为

$$n_0 = v^3 \left(\frac{KT}{2\pi\mu} \right)^{-1} e^{-\frac{L_0}{RT}}, \quad (1.9)$$

式中 v ——柵格分子(原子)的自主振动頻率;

μ ——分子(原子)的質量;

L_0 ——绝对溫度零度时的昇华热。

比較公式(1.4)及(1.9)时, 必需注意到括号中乘数的幂指数从 $\frac{1}{2}$ 变成 -1 这一变化, 同时也可以看到在所采用的物質結構有重大的区别(轉变为固定的振动中心)。

应该指出, 借助于波动力学也可以計算被固体表面所吸附的原子的汽化速率。

然而直到目前为止, 还没有液体在真空中汽化速率的詳尽計算方法, 并且显然, 只有在更完善地闡明液体結構的时候才可能找出詳尽的計算方法。但是对于我們的目的来講, 在真空中的汽

化只有理論上的意义，因为与我們有关的只是空气中的汽化。

假使在液体表面上有任意一种气体，則由液体中逸出的分子將撞到气体的分子，而逸出分子中的一部份即將被反向击回液体中。持有相类似于气体动力理論的液体动力理論观点的研究者認為，每一个击撞到液体表面上的分子都將被液体吸回。然而馬尔謝林却声称[138]，所有击撞到液体的分子，只有不多的一部分进入液体中，其余的則仍被反击出而逸向气体介質中。由此可得出結論，即分子在被液体吸回之前，應該击撞到液体的表面好几次。設在 ξ 次击撞中，蒸汽分子只有一次被吸回。数值 $\alpha = \frac{1}{\xi}$ 称为蒸汽分子对液体的撞合系数。

这观点是与关于液体結構更近于固体結構的概念相協調的。由此，就得到这样的結論：液体的表面層应是稍具“剛度”，因此可以將击撞到它上面的分子反击到气体介質中。B. 舒列依金也贊同这种見解[108]。

假定在液体汽化表面上的气相層 1 厘米³中有 c_0 个蒸汽分子，則單位時間內在單位面积上所發生的蒸汽分子的击撞次数將为

$$c_0 \left(\frac{RT}{2\pi\mu} \right)^{1/2}$$

而被吸回的分子数則为

$$n_0' = \frac{c_0}{\xi} \left(\frac{RT}{2\pi\mu} \right)^{1/2} \quad (1.10)$$

假定逸出的分子数等于被液体反向吸回的蒸汽分子数，則我們說在液体及蒸汽間达到了平衡。在这情况下，蒸汽的濃度及压力达到一定的数值，这数值对于在一定溫度下的一定物質是一常数。对于这种情况

$$n_0 = n_0' = \frac{c_0}{\xi} \left(\frac{RT}{2\pi\mu} \right)^{1/2} \quad (1.11)$$

式中 $c_{0,s}$ ——相应于饱和的蒸汽浓度。

由公式(1.4)及(1.11)① 应得

$$c_{0,s} = \frac{N\xi}{\gamma\mu} e^{-\frac{l_i}{RT}}. \quad (1.12)$$

正如从气体定律中所知, 饱和蒸汽的压力

$$p_s = c_{0,s} RT. \quad (1.13)$$

由(1.12)及(1.13)应得

$$p_s = \xi \frac{RT}{1235\gamma'\mu} e^{-\frac{l_i}{RT}}, \quad (1.14)$$

由此

$$\xi = 1235 \frac{p_s \gamma' \mu}{RT} e^{-\frac{l_i}{RT}} \quad (1.15)$$

方程式(1.15)可以决定出 ξ 的数值。知道 ξ 后, 根据公式(1.10)可以求出 n_0 。

从液体中汽化的分子数, 在一般情况下将等于如下的差数:

$$n = n_0 - n_0' = \left(\frac{RT}{2\pi\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{N}{\gamma'\mu} e^{-\frac{l_i}{RT}} - \frac{c_0}{\xi} \right), \quad (1.16)$$

对于蒸汽, 用相应的分压力值代换浓度后, 可得

$$n = \frac{N}{\gamma'\mu} \left(\frac{RT}{2\pi\mu} \right)^{1/2} e^{-\frac{l_i}{RT}} \left(1 - \frac{p}{p_s} \right), \quad (1.17)$$

計及到修正系数 $\frac{1}{\eta}$ [参看公式(1.6)], 最后即得

① 原書为(1.1), 恐系(1.11)之誤——譯者。

② 原書为 $\xi = 1235 \frac{p_s \gamma' \mu}{RT} e^{-\frac{l_i}{RT}}$, 恐系 $\xi = 1235 \frac{p_s \gamma' \mu}{RT} e^{-\frac{l_i}{RT}}$ 之誤——譯者。

$$n = \frac{N}{\gamma' \mu \eta} \left(\frac{RT}{2\pi\mu} \right)^{1/2} e^{-\frac{l_f}{RT}} \left(1 - \frac{p}{p_s} \right). \quad (1.18)$$

公式(1.18)能够解决关于在已含有该种蒸汽的空间中的汽化速率问题。

相似于公式(1.18)将得

$$w = \frac{N}{v - b} \left(\frac{RT}{2\pi\mu} \right)^{1/2} e^{-\frac{l_f}{RT}} \left(1 - \frac{p}{p_s} \right). \quad (1.19)$$

当 $p=0$ 时, 公式(1.19)即变成公式(1.8), 从这里即可得出結論, 即汽化速率在初始瞬間具有最大值并等于自由汽化速率。

当 $p=p_s$ 时, 汽化速率即变为等于零, 亦即汽化停止, 这相应于在汽相及液相間进入平衡, 这时, 在每單位時間內从液体中所逸出的分子数正等于蒸汽分子被液体吸回的数目。

从公式(1.18)及(1.19)中应得

$$w = w_0 \left(1 - \frac{p}{p_s} \right) = w_0 \frac{p_s - p}{p_s}, \quad (1.20)$$

亦即我們得到了相似于道尔頓早在 1803 年就实验地揭示出的汽化定律:

$$w = A(p_s - p). \quad (1.21)$$

从公式(1.20)及(1.21)的比較中可以看出, 在道尔頓定律中的比例系数为

$$A = \frac{w_0}{p_s}. \quad (1.22)$$

这一系数 A , 通过方程式(1.18)与所研究液体的分子量、比容、分子汽化热、饱和蒸汽压力及發生汽化时的溫度發生联系。

对于簡單的單元液体(例如, 水、苯、乙醇之类), 假使已知这些液体的 μ, γ, l_f 及 p_s , 則公式(1.18)及(1.20)能使我們預先計

算出一定溫度 T 时的汽化速率。

按照动力理論計算汽化时，为了計算反向落入液体內(冷凝)的分子数，正如上面所說，要引用撞合系数。

撞合系数的初步实验性測定已由克奴特賽及別嘉維茨完成，他們曾定出了水銀的这一数值近于 1。因此，許多学者，其中包括蘭格繆尔，在自己的研究工作中，曾对所有的液体均將撞合系数作为 $\alpha=1$ 。然而这是不正确的。例如，对于水，这一系数就等于 0.04[112]。柏拉納也夫曾进行了許多次的測定撞合系数的工作。在他的实验中，液体是在它本身蒸汽的大气中汽化。在这种情况下，撞合系数等于

$$\alpha = \frac{w}{(p_s - p) \left(\frac{\gamma' \mu}{2\pi k T} \right)^{1/2}}. \quad (1.23)$$

柏拉納也夫所得到的 α 的測定結果，列于表 1 中。

撞 合 系 数 表 1

物 質	α	物 質	α
乙醇	0.02	甲苯	0.55
甲醇	0.04	苯	0.90
水	0.04	四氯化碳	1.00
三氯甲烷	0.18		

从表 1 中可以看出，撞合系数的数值在很大的范围内变化。对于具有对称而非極性分子的液体，撞合系数达到最大值(近于 1)，而对于具强極性分子的物質，撞合系数最小(約百分之几)。

对于固体，显然也有同样的情况。例如，对于樟腦 $\alpha \approx 0.17$ ，

而对于萘及碘 $\alpha \approx 1$ [113]。

知道了撞合系数后, 就可以计算出液体的汽化速率。

柏拉納也夫在自己的著作中 [3] 引用了不同研究工作中所得到的汽化速率測定結果(表 2)

水及苯的汽化速率

表 2

物 質	汽化速率(克/厘米 ² 秒), 在 20° 下	
	真 空 中	空 气 中
水	0.01013	0.00000195; 0.000022; 0.000288
苯	2.06	0.0000125; 0.000479; 0.00233

从表 2 数据的研究中可以作出一系列非常重要的結論。各著者得出的空气中的汽化速率, 相互之間相差很大。这是因为进行实验的条件各不相同。但在所有情况下, 在空气中的汽化速率都要比真空中小几百倍。同时, 特别重要的是, 撞合系数的大小对于在空气中汽化速率的这种降低, 并不起重大的影响(在表 2 中, 水是撞合系数小的典型代表物質, 而苯則是撞合系数大的典型代表物質)。由此不得不作出結論, 即在空气中的汽化速率与其說主要决定于相态(液相或气相)分界处所發生的汽化及冷凝过程, 不如說决定于逸出的蒸汽分子向周圍气体介質中的扩散速度。

§ 2. 封閉容器中的汽化

在自由汽化的条件下, 也就是当汽化是發生在真空中或無限制的容积中时, 当蒸汽被引离液体的表面时, 我們即得 $p=0$, 而道尔頓定律(1.21)即成为下列形式:

$$w = w_0 = A p_s, \quad (2.1)$$

亦即, 自由汽化的速率与飽和蒸汽压力成正比。

当在封闭容器中汽化时，在最初瞬间，同样 $p=0$ ，亦即在封闭容器中，于最初瞬间，汽化速率将等于自由汽化速率，同时，它乃是速率的最大值。然后，汽化速率将减小并正比于饱和蒸汽压力(p_s)及容器中蒸汽的分压力之差，也就是正比于数值($p_s - p$)。

当 $p = p_s$ 时，亦即当容器中液体上面存在着饱和蒸汽时，则 $p_s - p = 0$, $w = 0$ ，在液相及汽相間就开始平衡。道尔頓在創立他自己的定律时，只应用了十分簡陋的方法和設備，然而，他所創立的汽化速率正比于差数($p_s - p$)的定律，却在任何情况下都是正确的，并且是汽化的基本定律。

其后的研究任务乃是揭示比例系数 A 的物理意义。道尔頓本人又曾發現，系数 A 因而也就是汽化速率，反比于外界压力——液体上面的無关气体(例如，空气)及蒸汽的总压力。

根据道尔頓， $A = \frac{A_1}{p_0}$ 而

$$w = \frac{A_1}{p_0} (p_s - p), \quad (2.2)$$

式中 p_0 ——外界压力；

A_1 ——新的比例系数，然而与 p_0 無关。

实际上，随着液体上面空气的稀薄，液体的汽化速率就急速地增大。

在普通大气中的汽化速率只是自由汽化速率的很小的分数。这是十分自然的，因为当在大气中汽化时，返回到液体中的分子数几乎与在同一時間內汽化的分子数相同。

公式(2.2)符合于不过份小的压力 p_0 的試驗数据。对于真空 $p_0 = 0$ 的情况，根据公式(2.2)，汽化速率的数据将为無穷大，而根据动力理論，則它不可能等于無穷大，因为分子从液体表面掙脫需要消耗一定的能量。实验的数据也揭示出 w_0 是有限值。